

钴基金属玻璃感生磁各向异性弛豫时间 分布参数的温度依赖关系*

何开元 陆 兴 王 群

东北工学院材料科学与工程系, 沈阳, 110006

1989 年 10 月 12 日收到

从三种钴基金属玻璃的磁场退火感生磁各向异性的弛豫曲线的分析, 得出弛豫时间 τ 的对数正态分布宽度 β 与温度倒数 $1/T$ 呈线性关系. 分析结果说明, 在此弛豫过程中, $\ln \tau_0$ 和激活能 E 都服从正态分布, 前者的分布宽度 $\beta_0 \approx 3$, 后者的分布宽度 $\beta_E \approx 0.34 \text{ eV}$.

PACC: 7550K; 7550C; 7530G; 8140R

一、引 言

在金属玻璃中所进行的结构或磁各向异性的弛豫过程, 其弛豫时间不是单一的, 而存在分布^[1,2]. 我们对于感生磁各向异性弛豫过程的研究也证实了弛豫时间存在很宽的分布^[3,4]. 本文将着重研究在钴基金属玻璃中此分布宽度 β 与温度 T 的关系. 在金属玻璃中, 这一问题很少有人进行过仔细研究.

由于物理性质的弛豫过程是与原子的移动过程相联系, 因此弛豫时间 τ 应服从 Arrhenius 公式

$$\tau = \tau_0 \exp(E/kT)$$

或写成

$$\ln \tau = \ln \tau_0 + E/kT, \quad (1)$$

式中 τ_0 称为指数前因子, 其倒数为频率因子, E 为激活能. 由 (1) 式可见, 造成 $\ln \tau$ 存在分布的来源可能有三种: 1) 仅由于 $\ln \tau_0$ 存在分布; 2) 仅由于 E 存在分布; 3) 是由于 $\ln \tau_0$ 和 E 都存在分布. 在金属玻璃中弛豫时间 τ 的分布究竟由于哪种来源, 尚未见有人指出. 在一些研究弛豫过程的工作中, 作者往往仅考虑激活能 E 的分布, 称为激活能谱, 而忽略了 τ_0 可能存在的分布, 这似乎不够全面. 而研究金属玻璃的弛豫时间分布宽度 β 与温度的关系, 可能解决这一问题.

若令参数 $z = \ln \tau / \tau_m$, τ_m 为最可机的弛豫时间, 设 z 服从正态分布 (即 τ 服从对数正态分布), 其分布宽度为 β , 而 $\ln \tau_0$ 和 E 的分布宽度分别为 β_0 和 β_E , 则可以证明^[5,6], 在一般情况下, β , β_0 和 β_E 存在下列关系:

* 国家自然科学基金资助的课题.

$$\beta = |\beta_0 \pm (\beta_E/kT)|. \quad (2)$$

此式说明, β 的实验值与 $1/T$ 呈线性关系, 并由此直线可以确定 β_0 和 β_E 之值. 显然, 若 $\beta_0 = 0$, 则仅激活能有分布; 若 $\beta_E = 0$, 则仅 τ_0 有分布; 若 β_0 和 β_E 皆不为零, 则频率因子和激活能都有分布.

依据上述理论, Berry 和 Orehtsky 研究了含 Zn 为 24atom% 的 Ag-Zn 合金 (晶态) 在滞弹性弛豫过程中 β 与温度的关系^[6], 得出在该合金中 β_0 和 β_E 皆不为零, 也就是说 τ_0 和 E 都有分布, 并且从实验确定, 对他们所研究的合金, (2) 式等号右端取减号. 这表示 $\ln \tau_0$ 和 E 随其相关参量的变化的方向相反. 因那是晶态合金, 故分布宽度很窄, $\beta < 1$.

对于金属玻璃, Ochiai 等人^[7]曾用测定磁化曲线的方法研究了 $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{40}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$ 非晶合金由磁场退火感生磁各向异性的动力学, 并试图找出 β 与 $1/T$ 的关系, 但他们的实验未能证明 β 与 $1/T$ 成线性关系, 并且所求得的 β 值似乎太大. 可能是由于测定各向异性的方法不够准确所致.

二、理论依据与实验方法

设由磁场退火感生的磁各向异性常数为 K_u , 研究在温度为 T 时等温磁场退火的弛豫过程中, K_u 随时间 t 的增长过程. 若弛豫时间 τ 是单一的, 则在时间 t 时, $K_u(t)$ 与其饱和值 $K_u(\infty)$ 的比为

$$K_u(t)/K_u(\infty) = 1 - \exp(-t/\tau).$$

对于金属玻璃, 实际上 τ 的值是在一个很宽的范围内分布的. 已知 τ 的最可机值 τ_m , $z = \ln \tau/\tau_m$ 服从正态分布 $f(z)$, 则有^[3,6]

$$\begin{aligned} K_u(t)/K_u(\infty) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(z)[1 - \exp(-t/\tau)]dz \\ &= 1 - \int_{-\infty}^{\infty} f(z)\exp(-t/\tau)dz, \end{aligned} \quad (3)$$

$$f(z) = (1/\beta\sqrt{\pi})\exp[-(z/\beta)^2],$$

式中 β 为正态分布的分布宽度, 它对应于正态分布曲线峰高值的 $1/e$ 处的半宽. 为了将 (3) 式中的 t 以 τ_m 约化, 令 $y = \ln(t/\tau_m)$, 则 (3) 式化为

$$\begin{aligned} K_u(t)/K_u(\infty) &= 1 - \int_{-\infty}^{\infty} (1/\beta\sqrt{\pi}) \\ &\cdot \exp[-(z/\beta)^2] \cdot \exp[-\exp(y-z)] \\ &\cdot (y-z)]dz. \end{aligned} \quad (4)$$

因为 (4) 式在积分后为 y 的函数, 也就是 $\ln t$ 的函数, 因此用由实验测定的

$$K_u(t)/K_u(\infty)$$

对 $\ln t$ 的关系曲线与 (4) 式拟合, 即可定出分布宽度 β 和最可机弛豫时间 τ_m .

在实验方面, 选用了用单辊急冷方法制成的 3 种成分的钴基金属玻璃薄带

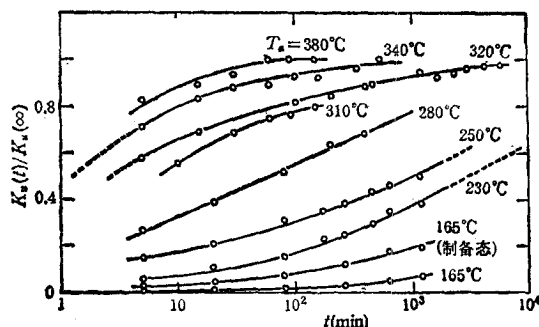


图 1 在等温磁场退火过程中 $\text{Fe}_{40}\text{Co}_{40}\text{Si}_{10}\text{B}_{10}$ 金属玻璃感生磁各向异性的变化

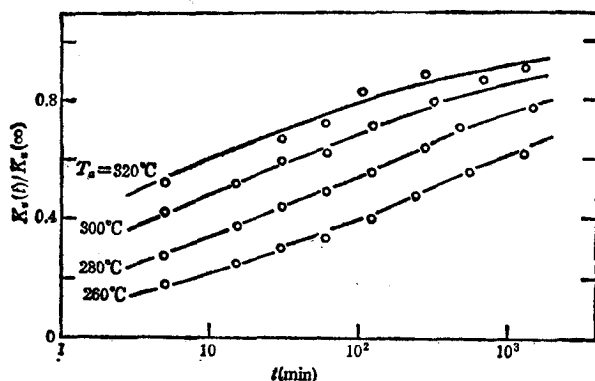


图 2 在等温磁场退火过程中 $\text{Fe}_4\text{Co}_{66}\text{Ni}_2\text{Si}_{10}\text{B}_{18}$ 金属玻璃感生磁各向异性的变化

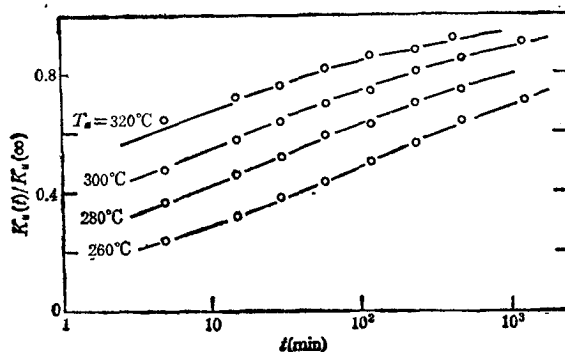


图 3 在等温磁场退火过程中 $\text{Fe}_4\text{Co}_{66}\text{Ni}_2\text{Nb}_2\text{Si}_{10}\text{B}_{16}$ 非晶合金感生磁各向异性的变化

作试样, 它们的配料成分为 $\text{Fe}_{4.7}\text{Co}_{70.3}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$, $\text{Fe}_4\text{Co}_{66}\text{Ni}_2\text{Si}_{10}\text{B}_{18}$ 和 $\text{Fe}_4\text{Co}_{66}\text{Ni}_2\text{Nb}_2\text{Si}_{10}\text{B}_{16}$. 在薄带上割取直径为 9 mm 的小圆片, 用磁转矩方法测定它们在不同温度等温磁场退火过程中 K_u 变化的动力学曲线, 结果如图 1, 2 和 3 所示^[3,8]. 根据这些 $K_u(t)/K_u(\infty) - \ln t$ 曲线与 (4) 式拟合, 求出 τ_m 和 β 值.

三、结果与分析

由上列 3 种金属玻璃的弛豫过程的动力学曲线, 求得不同温度下的 β 值, 绘在 $\beta - 1/T$ 坐标中的数据点如图 4 所示. 可见这些点是比较分散的, 虽然精确度不高, 但有一定的线性趋势. 由于对 $\text{Fe}_{4.7}\text{Co}_{70.3}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ 试样的实验数据较多, 所覆盖的温度范围也较宽, 它们应有较高的权重. 在图 4 中直线是根据属于该合金的点“○”用最小二乘法确定的. 此直线方程式为

$$\beta = \left| 2.96 - 4.60 \times \frac{1000}{T} \right|. \quad (5)$$

将 (5) 与 (2) 式比较, 可确定出 $\beta_0 \approx 3$, $\beta_E \approx 0.34 \text{ eV}$. 由于 β_0 和 β_E 都不为零, 这说明 τ_0 和 E 都有分布. 但从 (5) 式可见, 激活能 E 的分布对弛豫时间 τ 的分布影响较大, 这一

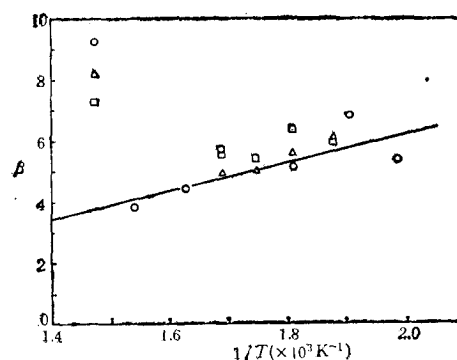


图4 钴基金属玻璃的弛豫时间的对数正态分布宽度 β 与温度的关系

直线是依据数据点“O”绘成;

O 为 $\text{Fe}_{4.7}\text{Co}_{70.3}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$; Δ 为 $\text{Fe}_4\text{Co}_{66}\text{Ni}_2\text{Si}_{10}\text{B}_{18}$; $\square$ 为 $\text{Fe}_4\text{Co}_{66}\text{Ni}_2\text{Nb}_2\text{Si}_{10}\text{B}_{16}$

结果与 Berry 等人^[6]所得一致。因此在近似条件下,可以认为弛豫时间谱主要取决于激活能谱。

- [1] M. R. J. Gibbs, J. E. Evetts and J. A. Leake, *J. Mat. Sci.*, **18**(1983), 278.
- [2] W. Chambron and A. Chamberod, *Solid State Commun.*, **33**(1980), 157.
- [3] Kai-Yuan Ho (何开元) P. J. Flanders and C. D. Graham, Jr., *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 2279.
- [4] Kai-Yuan Ho, (何开元) *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 7831.
- [5] A. S. Nowick and B. S. Berry, *Anelastic Relaxation in Crystalline Solids*, Academic Press, New York and London, (1972), Chapter 4.
- [6] B. S. Berry and J. L. Orehtsky, *Acta Met.*, **16** (1968), 683.
- [7] Y. Ochiai, K. Aso, S. Uedaira, M. Hayakawa, K. hotai and Y. Makino, *J. Appl. Phys.*, **53** (1982), 7858.
- [8] 王群、何开元,物理学报, **36**(1987), 95.

RESEARCHES ON THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE WIDTH OF DISTRIBUTION OF RELAXATION TIMES OF INDUCED MAGNETIC ANISOTROPY IN COBALT BASED METAL GLASSES

HE KAI-YUAN LU XING WANG QUN

Department of Materials Science, Northeast University of Technology, Shenyang, 110006

(Received 12 October 1989)

(Received 23 January 1990)

ABSTRACT

From the analysing of the relaxation curves of magnetic annealing induced anisotropy of three cobalt based metal glasses, a linear relationship between the width of lognormal distribution of relaxation times (β) and the reciprocal temperature ($1/T$) has been established. This result implies that, in the process of relaxation, both $\ln\tau_0$ and activation energy E obey the Gaussian distribution. The width of distribution for $\ln\tau_0$ and E have been estimated.

PACC: 7550K; 7550C; 7530G; 8140R